



Peilantennen für hohe Peilgenauigkeit und große Frequenzbereiche*

Von **KARL-PETER LENSCH****

Mit 22 Textabbildungen

(Eingegangen am 14. Juli 1960)

In der vorliegenden Arbeit werden Messungen an Peilantennen beschrieben, die auf der Basis der Kegelantenne aufgebaut sind und ihre guten Peileigenschaften über einen großen Frequenzbereich beibehalten. Durch einen angenäherten theoretischen Ansatz lassen sich die Ergebnisse roh bestätigen.

Peilantennen sollen in möglichst einfacher Weise erlauben, die Richtung zu bestimmen, aus der ein Sender strahlt. In der Praxis findet das Problem ausgedehnte Anwendungen, wenn man z. B. feststellen möchte, wo sich ein Flugzeug befindet oder wo das Flugzeug seinen Landeplatz suchen soll.

Möchte man eine zuverlässige Peilung machen, so muß man sich über die Fehlermöglichkeiten klar werden. Besonderen Schwierigkeiten sieht sich der Navigator stets dann gegenüber, wenn seine Peilung vieldeutig wird. Das kann verschiedene Ursachen haben: Einmal ist es möglich, daß das Maximum

bzw. das Minimum — je nach Peilsystem — bei der Antenne mehrfach vorhanden ist. Dieser Fall muß durch entsprechende Konstruktion von vornherein ausgeschaltet werden. Mindestens muß es dem Antennenkonstrukteur gelingen, das Maximum bzw. Minimum, das zur eigentlichen Peilung verwendet werden soll, deutlich zu kennzeichnen, z. B. durch seine Lage zwischen zwei besonders ausgeprägten Keulen des Richtdiagramms.

Die zweite, weitaus schwieriger zu beseitigende Ursache einer Vieldeutigkeit in der Peilung liegt in der Reflexion der elektromagnetischen Wellen an allen möglichen Hindernissen begründet. Wird z. B. ein Drahtzaun angestrahlt, so kann dieser zu Schwingungen angeregt werden, die dem Peiler einen Sender vortäuschen. Liegt dann vielleicht zwischen dem eigentlichen Sender und der Peilstation ein Hindernis, so kann man den Sender eventuell überhaupt nicht mehr empfangen und hält die Richtung des Drahtzaunes für die Richtung des Senders.

* Marburger Dissertation 1960.

** Jetzt Deutsche Philips G.m.b.H., Aachen.

1960

Zur Verhinderung derartiger Fehler wird man nach solchen Wellenlängen suchen, bei denen möglichst wenig reflektiert wird. Am besten geeignet sind in dieser Hinsicht die langen Wellen, die jedoch umfangreiche Antennenanlagen erforderlich machen. Sehr kurze Wellen werden bereits von den kleinsten Hindernissen reflektiert, gebeugt und absorbiert, so daß sich in dieser Hinsicht ihre Verwendung nicht empfiehlt. Andererseits gestatten sie ein hohes Auflösungsvermögen. Man denke z.B. an Radar, wo bei einigen Typen Wellenlängen von 3 cm und kürzer verwendet werden, die dann eventuell schon Meereswellen auf dem Bildschirm sichtbar machen. Dies ist jedoch durchaus nicht immer ein Vorteil, da man Wellenberge leicht mit Schiffen verwechseln kann.

Daher erscheint es vernünftig, einen großen Bereich an Wellenlängen zur Verfügung zu halten, damit man bei Bedarf dann — eventuell durch Experimente — die geeignete Frequenz herausuchen kann. Das bedeutet jedoch, daß die Peilantenne breitbandig sein muß. Denn nur ungern wird man sich mehrere Antennen aufstellen, die sich leicht gegenseitig beeinflussen.

Der Begriff der Breitbandigkeit erfordert für jede Anwendung eine erneute Diskussion: Während z.B. beim Fernsehen in einem verhältnismäßig schmalen Frequenzbereich die Güte der Anpassung sehr hoch getrieben werden muß, damit durch Reflexionen im Kabel keine Geisterbilder erscheinen, wird im Falle der Peilantenne wesentlich mehr Wert auf die Größe des Frequenzbereichs als auf die Kleinheit des Reflexionskoeffizienten gelegt. In der hier vorliegenden Arbeit wird — verhältnismäßig willkürlich — verlangt, daß der Reflexionsfaktor kleiner als $1/3$ ist, was einem Energieverlust von etwa 11% entspricht.

Gegenstand dieser Arbeit ist es nun, Antennen zu entwickeln, die die oben angeführten Forderungen möglichst gut erfüllen. Als Ausgangspunkt und zugleich als Abgrenzung des Bereichs dient die Kegelantenne. Da alle vorhandenen Meßgeräte einen Widerstand von 60 Ohm besitzen, wurden die Antennen so eingerichtet, daß ihr Widerstand diesem Wert auch möglichst nahe kommt.

Die Meßverfahren

A. Messung der Widerstände

Die Messung der Widerstände der entwickelten Antennen erfolgte in bekannter Weise mit Hilfe der Meßleitung oder mit Hilfe eines direkt anzeigenden Widerstandsmeßgerätes, das nach entsprechender Eichung die Widerstandswerte mittels Lichtzeiger in einem komplexen Widerstandsdiagramm (Smith-Diagramm) angab.

B. Messung der Richtdiagramme

Für die Vermessung der Richtdiagramme wurde eine Meßstrecke in den sog. Afföller Wiesen in Marburg a. d. Lahn aufgebaut. Dieser Platz war der geeignetste, der sich in Marburg finden ließ. Es handelt sich um Niederungen im Lahntal, die auf beiden Seiten durch je eine Bergkette eingeschlossen sind. Der Abstand der Bergketten beträgt etwa 1 km, während die Meßstrecke, die etwa einen Winkel von 45° mit der Talrichtung bildet, ungefähr 380 m lang ist. Leider befand sich etwa 40 m hinter der Sendeantenne eine

Bahnlinie und, nur im erforderlichen Sicherheitsabstand von der Sendeantenne entfernt, eine Hochspannungsleitung, beide parallel zur Talrichtung.

Der Winkel von 45° wurde gewählt, um einerseits mit der Richtung Sender—Empfänger in einen Einschnitt der einen Bergkette hineinzuzeilen und andererseits von einem Drahtzaun freizukommen, so daß die Reflexionen von der Rückseite der Empfangsantenne her vernachlässigbar klein wurden. Auf der Senderseite wurde ein großer Aufwand notwendig, damit nicht hier die nicht zu beseitigenden Reflektoren weitere Sender vortäuschten, die eine einwandfreie Messung der Richtdiagramme unmöglich gemacht hätten. Um eine scharfe Bündelung zu erreichen, wurde daher eine Breitbandgruppe aus 32 Lemniskatendipolen (horizontale Polarisationsrichtung) aufgestellt.

Da die Sendeantenne symmetrische Speisung verlangte, die Sender jedoch alle einen unsymmetrischen Ausgang hatten, mußte symmetriert werden. Das geschah mit Hilfe einer auf die jeweilige Frequenz einstellbaren $\lambda/2$ -Umgewandlung, die trotz der prinzipiellen Schwächen eine so gute Symmetrierung ermöglichte, daß die Strahlung des Speisekabels die Qualität der Richtdiagramme nicht mehr beeinflusste.

Die zu vermessende Antenne wurde als Empfangsantenne auf einen speziell für diese Aufgabe gebauten Meßstand montiert. Auf einem einachsigen Anhängerchassis befindet sich ein etwa würfelförmiges Labor mit ungefähr 2 m Kantenlänge, das mit einer Handkurbel oder auch von einem Elektromotor über ein stufenlos regelbares Ölgetriebe um eine vertikale Achse gedreht werden kann. Die Stromversorgung übernahm ein Diesellaggregat über ein Schleifringpaket, das außer dem Drehstrom auch noch Telefon- und Steuerleitungen ins Labor zu führen gestattet.

Die Winkelstellung des Meßstandes kann an einer Gradeinteilung direkt abgelesen werden. Außerdem sind einige Zapfwellen für den Papiervorschub eines Schreibers vorhanden.

Sie machen bei einer Umdrehung des Meßstandes 1, 12, 60 und 300 Umdrehungen. Das entspricht bei dem verwendeten Schreiber einem Papiervorschub von 12, 144, 720 und 3600 cm pro Meßstandumkehrung. Messungen ergaben für die zweite Geschwindigkeit, die am häufigsten benutzt wurde, einen mittleren Fehler von 0,1% im Papiervorschub und damit in der Winkelbestimmung.

Als Meßempfänger diente ein handelsübliches Gerät. Um die für den Betrieb des Gleichspannungsschreibers notwendigen Spannungen zu erzeugen, wurde die Sendeenergie moduliert. Die Modulation diente nach Entnahme aus dem Niederfrequenzgang des Empfängers und Gleichrichtung als Eingangsspannung für den Schreiber. Genaue Prüfungen ergaben eine für alle Frequenzen gleiche Eichkurve für die Messungen. Das Empfängerrauschen konnte durch einen Tiefpaß und entsprechende Justierung aus den Schreiberaufzeichnungen weitgehend herausgehalten werden. Die genaue Vermessung der Minima geschah in folgender Weise: Man fährt auf ein Maximum. Dabei wird der Schreiber unter Vorschaltung eines entsprechenden, geeichten Dämpfungsgliedes ungefähr auf Vollausschlag gebracht. Dann dreht man langsam in Richtung auf das Minimum; der Ausschlag nimmt ab. Von einem gewissen Wert an kann die Dämpfung

um eine Stufe vermindert werden, so daß der Ausschlag wieder ansteigt. Dieses Verfahren wird fortgesetzt, bis man über das Minimum hinaus ist. Dann wird entsprechend die Dämpfung wieder zugeschaltet.

Auf diese Weise erhält man im allgemeinen einen Wert im Minimum, der ungleich Null ist, wenn man nur genügend Dämpfung weggenommen hat. Man kann dann die Doppelwertsbreite bestimmen, die in den späteren Darstellungen aufgetragen ist.

In einigen Fällen jedoch war die Empfangsenergie so gering, daß der Schreiber trotz Wegnahme jeder Dämpfung im Minimum nicht zum Ausschlag zu bringen war. Hier bleibt also nur die Schätzung der Doppelwertsbreite. Meßtechnisch war diese Schwierigkeit mit den vorhandenen Mitteln nicht zu lösen, da kein stärkerer Sender zur Verfügung stand. Auch eine Verkürzung der Meßstrecke ließ sich nicht durchführen, da das dazwischen liegende Gelände als Flugplatz benutzt wurde. Ein Aufstellen des Meßstandes mitten im Rollfeld ließ sich nicht verantworten.

Aus den gleichen energetischen Gründen waren Richtdiagramme unter 300 MHz nicht aufzunehmen. Hier wurden Richteigenschaften und Fehlanpassung der Sendeantenne so ungünstig, daß schon die Maxima nur schwer zu empfangen waren. Der Bau einer geeigneten Sendeantenne lohnte für die wenigen Messungen nicht, zumal die Ergebnisse keinerlei Überraschungen bringen dürften.

Der mechanische Aufbau der Antennen

Eine schematische Übersicht über die untersuchten Antennentypen ist nebenstehend angeordnet.

Die Antennen 1 bis 3 sind aus Blech aufgebaut. Es zeigte sich jedoch bei Antenne 2, daß sich Rotationskörper mit krummlinig begrenzter Seitenansicht auf diese Weise nur schwer herstellen und in der nötigen Art abwandeln lassen. Daher wurde zunächst das Konstruktionsprinzip der Antennen 4 und 5 angewandt, das sich zur Verbesserung des Impedanzverhaltens sehr bewährt hat. Eine Reihe von Aluminiumringen verschiedener Durchmesser ist an vier achsenparallelen Gewindestäben (beim Innenleiter nur ein Gewindestab) verschiebbar angeordnet. An ihrem dem Strahlungsraum zugekehrten Rand tragen die Ringe viele Bohrungen, durch die etwa 1 mm starke Kupferdrähte gezogen wurden, die dann die eigentliche Antennenfläche nachbilden sollten. Durch Verschieben der Ringe auf den Gewindestäben und gegebenenfalls durch Verwendung anderer Durchmesser lassen sich Antennengebilde mit verschiedenen, eventuell auch örtlich verschiedenen Kegelsteigungen erzeugen. So konnte man mit geringem Aufwand die Antennenform variieren. Die Grenzen der Konstruktion zeigten sich bei den Richtdiagramm-Messungen: Die Diagramme waren unsymmetrisch, und die Funkbeschickung war sehr schlecht: beides typische Folgen einer mechanisch unsymmetrischen Antenne.

Da jedoch das Impedanzverhalten mit dieser Bauform hinreichend geklärt werden konnte, ließen sich nun auch aufwendigere Konstruktionen vertreten. Die Antennen 6, 7 und 8 wurden in ihren wesentlichen Teilen spulenähnlich über einem Holzmodell gewickelt. Nach Verlöten des Drahtes zu einem festen Körper ließ sich das Holzmodell entfernen. Messungen von WAHSWEILER zeigten, daß die Rillenstruktur der An-

tennenleiter das Impedanzverhalten nur unwesentlich im Imaginärteil beeinflußt. Als Speisepunkte der Antennen dienten Rohre (Außenleiter), in denen der Innenleiter durch zwei dünne Trolitulscheiben oder einen Trolitulklötzchen zentrisch gelagert wurde. Die genaue Dimensionierung der Einzelteile ergab sich aus Darstellungen von MEINKE-GUNDLACH [1].

Antennen Nr.	Skizze	Impedanzverhalten		Richteigenschaften
		100-300MHz	300-2400MHz	
1		÷	—	+
1a		÷	—	÷
2		+	+	—
2a		÷	—	÷
3		÷	+	÷
4		÷	—	÷
5		÷	++	—
6		÷	+++	—
6a		++	++	++
7		÷	++	—
7a		÷	—	—
8		÷	++	—
8a		+++	++	+++

+

++

befriedigend
gut

+++

—

sehr gut
schlecht

÷

nicht gemessen

Schematische Übersicht über die untersuchten Antennentypen

Der Innenleiter wurde einmal am Speisepunkt gehalten. Auf dem anderen Ende sorgte eine Verspannung mit Perlonschnur für eine korrekte Lage. Bei den Antennen 4 und 5 erwies sich auch an anderen Stellen des Innenleiters noch eine Verspannung als notwendig.

Die Meßergebnisse

A. Widerstandsmessungen

Da es bei den in dieser Arbeit geschilderten Antennen nur auf die Anpassung über einen möglichst großen Frequenzbereich ankommt, sei hier nur jeweils das Stehwellenverhältnis *m* in Abhängigkeit von der Frequenz angegeben. Eine Betrachtung der komplexen Widerstandsdiagramme zeigt wegen der starken Aufspulung der Ortskurven außerdem ein sehr verwirrendes Bild, aus dem doch kaum die Antenne verbessernde Transformationsglieder abgeleitet werden könnten. Im Bereich zwischen 300 und 2400 MHz wurde stets bei ganzen Vielfachen von 50 MHz, im Bereich kleinerer Frequenzen alle 10 MHz gemessen. In diesem Sinne sind auch die folgenden Kurven zu verstehen.

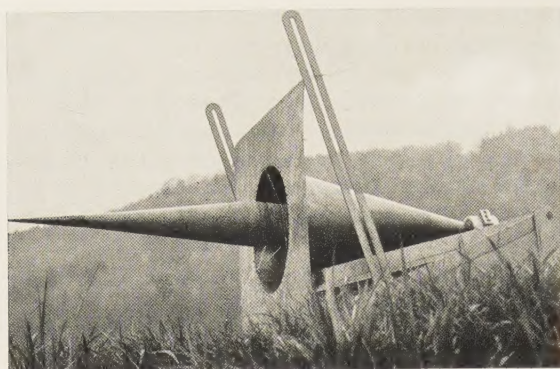


Abb. 1. Antenne 1

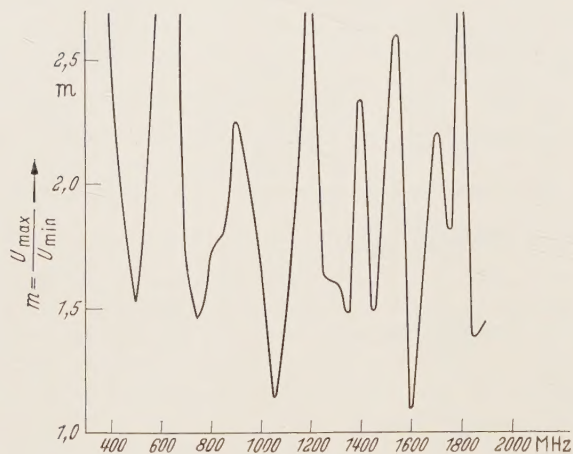


Abb. 2. Stehwellenverhältnis für Antenne 1

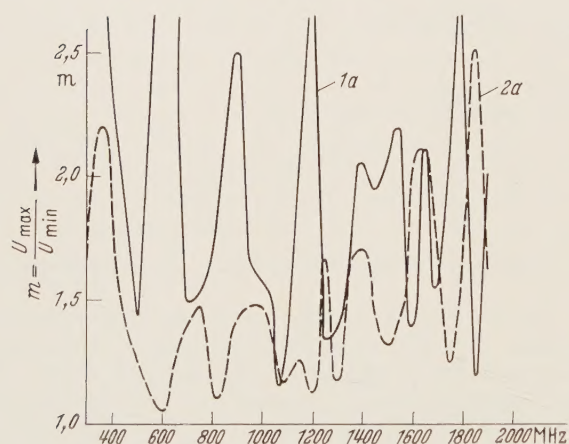


Abb. 3. Stehwellenverhältnis für Antenne 1a und 2a

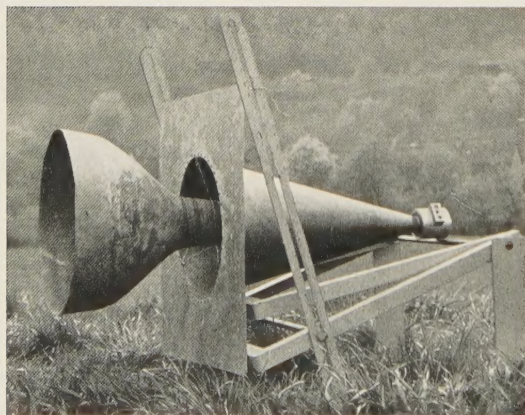


Abb. 4. Antenne 2

Antenne 1 (s. Abb. 1 und 2 sowie die auf S. 559 abgedruckte Übersicht) zeigte in einigen sehr schmalen Bereichen eine recht gute Anpassung an den vorhandenen Sender. Jedoch kann man keineswegs von einer Breitbandantenne in unserem Sinne sprechen. Sie ist hier nur als Ausgangspunkt der Untersuchungen aufgeführt und darum, weil später gezeigt wird, daß sie trotzdem in einem recht weiten Bereich gute Peileigenschaften besitzt. Auch eine Verlängerung des Innenleiters um ein zylindrisches Stück

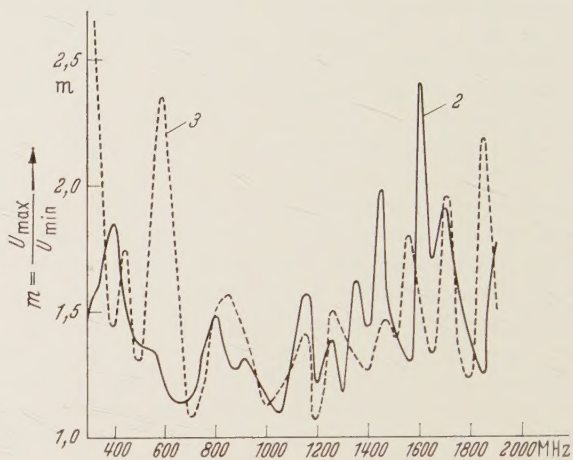


Abb. 5. Stehwellenverhältnis für Antenne 2 und 3

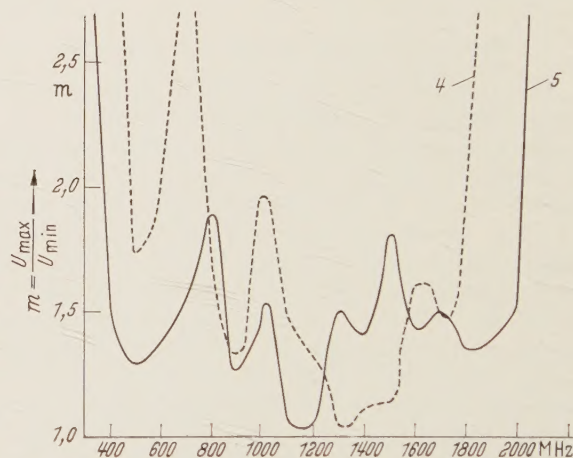


Abb. 6. Stehwellenverhältnis für Antenne 4 und 5

von 25 mm Länge brachte für das Impedanzverhalten keine Vorteile, eine Maßnahme, die sich bei anderen Antennentypen sehr bewähren sollte (Abb. 3). Aus diesem Grunde wurde die Verlängerung bei fast allen Antennentypen probiert, wobei die so abgewandelten Formen den Zusatz „a“ in der Bezeichnung erhielten.

Antenne 2 (s. Abb. 3—5). Sowohl Antenne 2 als auch Antenne 2a arbeiten wesentlich breitbandiger. Dabei ist der Bereich von Antenne 2 etwas größer, da sie auch noch unter 300 MHz im Rahmen der Forderung $m \leq 2$ brauchbar ist (Abb. 12).

Antenne 3 (s. Abb. 5) ergibt bei sehr einfacher Bauweise immerhin schon im Bereich von 650 bis 1800 MHz im Rahmen der Forderungen brauchbare Anpassungsverhältnisse.

Antenne 4 (s. Abb. 6). Bei der neuen Konstruktionsart waren Rückschläge zu erwarten, da sich der Übergang von massiven Leitern auf ein Drahtnetz ungünstig auf das Impedanzverhalten auswirken mußte

Antenne 5 (s. Abb. 6). Durch entsprechende Formgebung kann man jedoch recht gute Ergebnisse erzielen. Antenne 5 ist im Bereich von 350 bis 2000 MHz brauchbar. Um einen präziseren Aufbau zu erreichen, wurde

Antenne 6 (s. Abb. 7 und 8) in der gleichen Form, aber nach dem auf S. 559 beschriebenen System hergestellt. Sie arbeitet im Bereich von 400 bis 2350 MHz. Der Einbau des Zwischenstückes am Speisepunkt (s. S. 560) benachteiligt zwar die höheren Frequenzen,

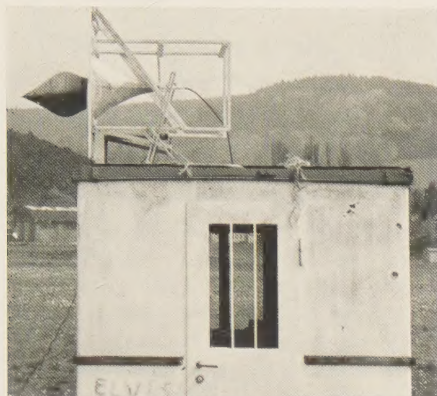


Abb. 7. Antenne 6 auf dem Meßstand

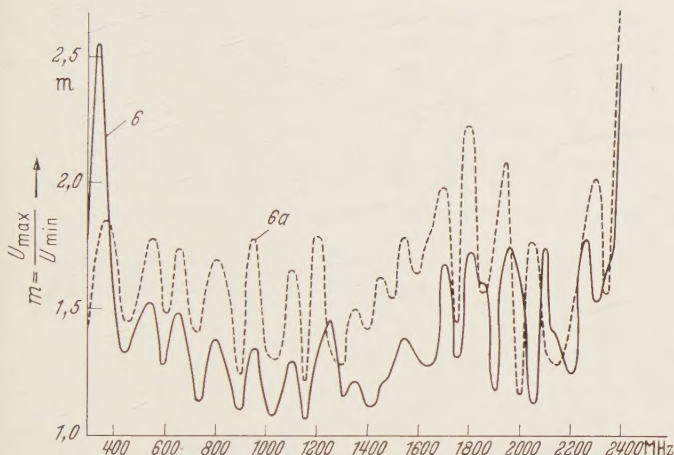


Abb. 8. Stehwellenverhältnis für Antenne 6 und 6a

jedoch werden nunmehr auch die niedrigeren Frequenzen zugänglich, so daß ein Bereich von 175 bis 1750 MHz entsteht. Das entspricht einem Faktor 10 in der Frequenz (Abb. 12).

Antenne 7 und *7a* (s. Abb. 9) bilden demgegenüber eine Verschlechterung, obgleich dies die längsten überhaupt gebauten Antennen dieser Arbeit sind.

Antenne 8 (s. Abb. 10—12) bringt keine Verbesserung gegenüber den bisherigen Typen, wohl aber Antenne 8a, die auch bei langen Wellen gut arbeitet, das Gebiet von 130 bis 1650 MHz zuläßt und somit einen Frequenzbereich mit einem Faktor 12,7 umfaßt. In dieser Hinsicht stellt Antenne 8a das hier erreichte Optimum dar.

Das Verhalten bei niedrigeren Frequenzen ist für die Antennen 2, 6a und 8a in Abb. 12 dargestellt.

B. Richtdiagramme

Das grundsätzliche Aussehen der Richtdiagramme zeigen die Abb. 13 und 14 am Beispiel der Antenne 6a. Weitere Beispiele (Antenne 8a) bringen die Abb. 20

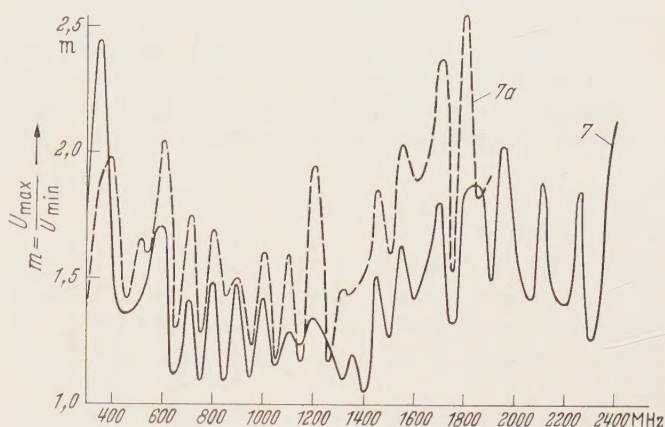


Abb. 9. Stehwellenverhältnis für Antenne 7 und 7a

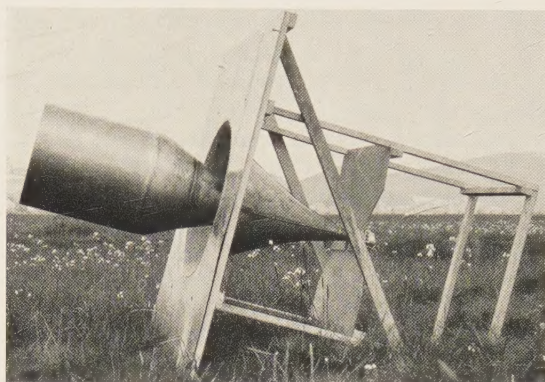


Abb. 10. Antenne 8

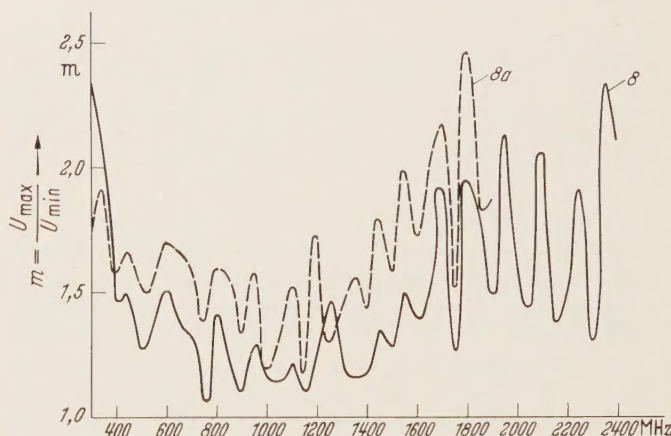


Abb. 11. Stehwellenverhältnis für Antenne 8 und 8a

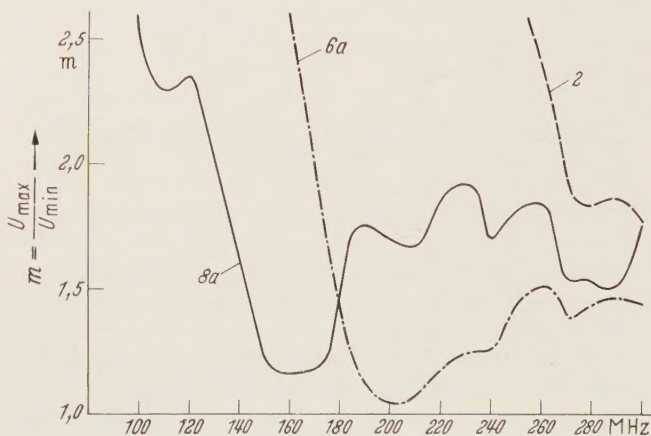


Abb. 12. Stehwellenverhältnis für die Antennen 2, 6a, 8a bei niedrigen Frequenzen

bis 22 im Zusammenhang mit den theoretischen Untersuchungen. An dieser Stelle sei jeweils für die interessanten Antennentypen die Doppelwertsbreite der Peilminima angegeben, die ein Maß für die Verwendbarkeit der Antennen zu Peilzwecken ist. Auf die

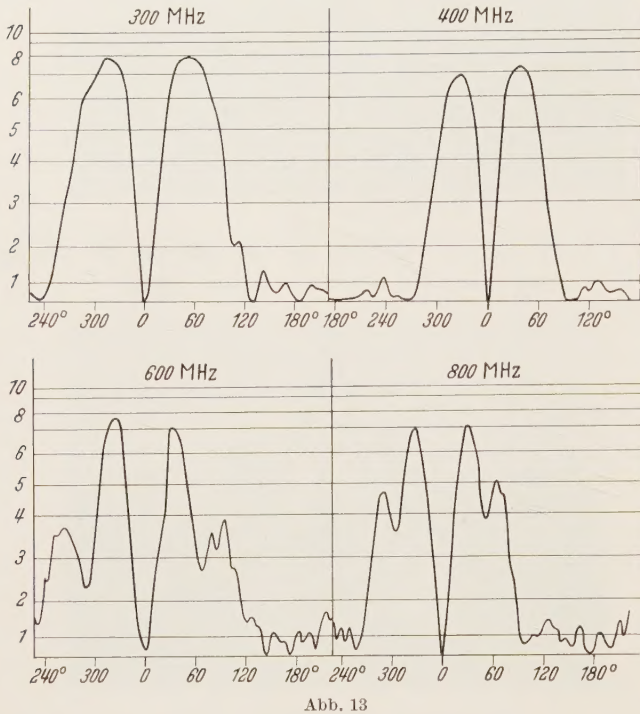


Abb. 13

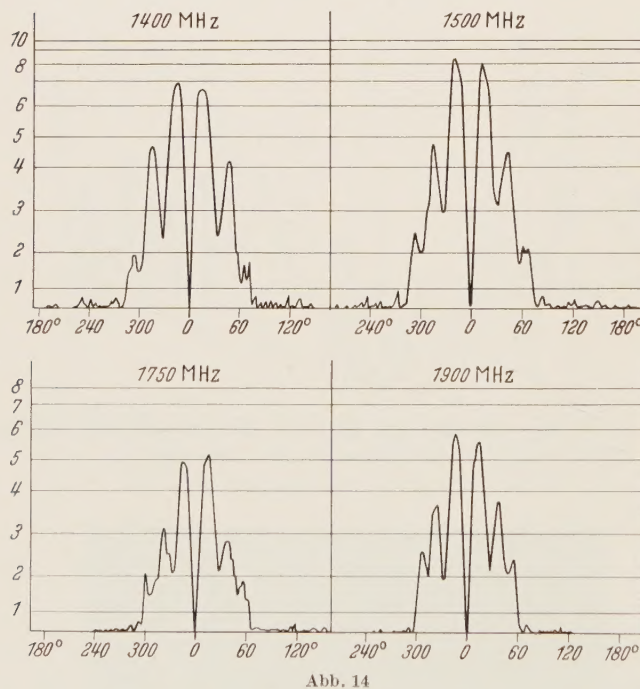


Abb. 14

Abb. 13 u. 14. Richtdiagramme von Antenne 6a

Ungenauigkeiten, die auf zu geringe Energie bei bestimmten Frequenzen zurückzuführen ist, wurde schon auf S. 559 hingewiesen.

Erstaunlich ist die geringe Doppelwertsbreite der Antenne 1 (s. Abb. 15) über einen recht großen Frequenzbereich, obgleich das Impedanzverhalten sehr ungünstig war (Abb. 2). Am besten sind offenbar die Antennen 6a und 8a (Abb. 17). Hierbei fällt auf, daß

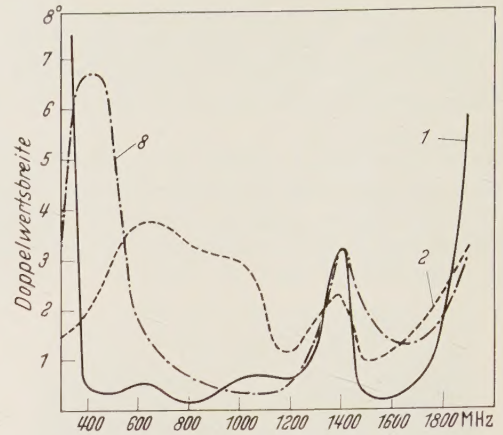


Abb. 15. Doppelwertsbreite der Peilminima von Antenne 1, 2 und 8

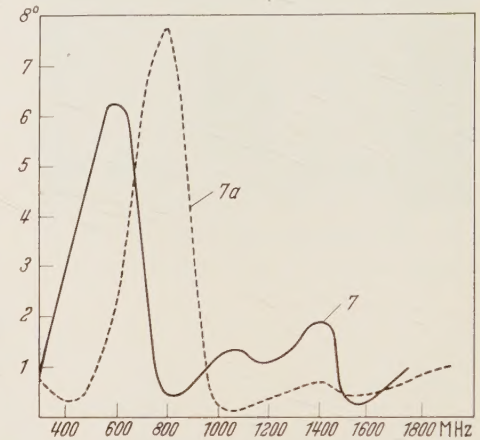


Abb. 16. Doppelwertsbreite der Peilminima von Antenne 7 und 7a

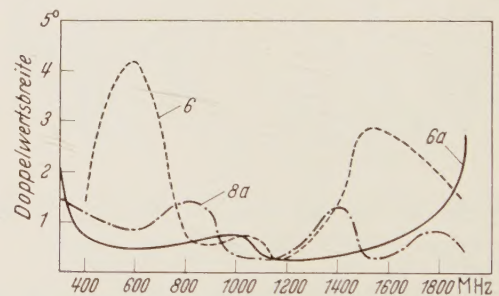


Abb. 17. Doppelwertsbreite der Peilminima von Antenne 6, 6a und 8a

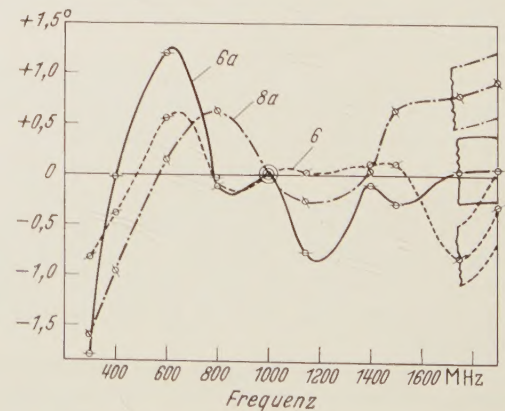


Abb. 18. Funkschickung der Antennen 6, 6a und 8a

die Bauweise des äußersten Antennenendes recht wenig für die Doppelwertsbreite ausmacht. Sie liegt in beiden Fällen in der gleichen Größenordnung.

Von besonderer praktischer Bedeutung für das Peilen ist noch die sog. Funkbeschickung. Das ist die Änderung der Lage des Peilminimums in Abhängigkeit von der Frequenz. Nur bei vollkommen symmetrisch aufgebauten Antennen ist dessen Lage frequenzunabhängig. Da sich das in der Praxis nicht immer verwirklichen läßt, gibt man dem Peiler eine entsprechende Fehlerkurve in die Hand (Abb. 18). Am rechten Rand der Abbildung sind gewisse Bänder angedeutet, deren Breite die in unserer Darstellung liegenden Fehler andeuten soll.

Theoretische Betrachtungen

Für die Berechnung der hier beschriebenen Antennen nehmen wir zunächst folgende geometrische Anordnung an: Ein Kegel mit dem halben Öffnungswinkel Θ_0 stehe mit seiner Spitze senkrecht auf einer unendlich großen, unendlich gut leitenden Reflektorebene. Er habe die Länge l und sei an seiner Basis mit einer Kugelkappe vom Krümmungsradius l abgeschlossen. Die Speisung erfolge mittels einer coaxialen Leitung, deren Innenleiter mit dem Kabel und deren Außenleiter mit der Reflektorebene verbunden sei. In der Koaxialleitung möge eine TEM-Welle erregt sein, die ohne Reflexionen in den Kegel übertreten soll. Dabei bleibe jedoch stets die Möglichkeit offen, daß die Reflektorebene ebenfalls zu einem Kegel wird.

Man kann nun — ohne auf die spezielle Gestalt der Antennen zunächst im einzelnen weiter einzugehen — recht einfach die Gleichungssysteme für die Feldstärken bzw. den Hertzschen Vektor angeben.

Setzt man z. B. nach ZUHRT [2] einen Hertzschen Vektor an

$$P_r = r w = \Pi, \quad (1)$$

so erhält man daraus im Falle der Rotationssymmetrie, die ja hier vorliegt, die Feldstärken:

$$\left. \begin{aligned} E_r &= k_0^2 \Pi + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2}; & E_\vartheta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \vartheta \partial r}; \\ H_\varphi &= -i \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial \vartheta}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Das hier auftretende Strahlungspotential Π ist nach der allgemeinen Theorie bei Rotationssymmetrie eine Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Pi}{\partial \vartheta} \right) + k_0^2 \Pi = 0, \quad (3)$$

die mit dem Bernoullischen Produktansatz gelöst werden kann:

$$\Pi = \Pi_r(r) \cdot \Pi_\vartheta(\vartheta). \quad (4)$$

Man erhält damit mit der willkürlichen Konstanten $\mu(\mu+1)$ die beiden getrennten Gleichungen

$$\frac{d^2 \Pi_r}{dr^2} + \left(k_0^2 - \frac{\mu(\mu+1)}{r^2} \right) \Pi_r = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d}{d\vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{d \Pi_\vartheta}{d\vartheta} \right) + \mu(\mu+1) \Pi_\vartheta = 0. \quad (6)$$

Für $\mu=0$ und $\mu=-1$ lassen sich die Gln. (5) und (6) elementar integrieren. Man erhält als Lösung die Hauptwelle:

$$\left. \begin{aligned} \Pi_0 &= \Pi_{0r} \Pi_{0\vartheta} = [A_0 \sin k_0(l-r) + \\ &+ B_0 \cos k_0(l-r)] \left[\ln \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} + c_0 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Für $-1 \neq \mu \neq 0$ wird die Lösung angesetzt

$$\Pi = \sum_{\mu} \Pi_{\mu r} \Pi_{\mu \vartheta} = \sum_{\mu} a_{\mu} \sqrt{k_0 r} Z_{\mu+\frac{1}{2}}(k_0 r) L_{\mu}(\cos \vartheta). \quad (7a)$$

Dabei ist $Z_{\mu+\frac{1}{2}}(k_0 r)$ eine beliebige Zylinderfunktion und $L_{\mu}(\cos \vartheta)$ eine beliebige Kugelfunktion.

Für nicht ganzzahlige μ kann man setzen

$$L_{\mu}(\cos \vartheta) = \frac{1}{2} [P_{\mu}(\cos \vartheta) + b_{\mu} P_{\mu}(-\cos \vartheta)], \quad (8)$$

ohne an der Allgemeinheit der Lösung (7a) etwas zu ändern. Wird jedoch $\mu=n$ ganzzahlig, so werden $P_n(\cos \vartheta)$ und $P_n(-\cos \vartheta)$ linear abhängig, so daß man für die allgemeine Lösung die Kugelfunktionen 2. Art hinzunehmen muß.

Man unterteilt nun zweckmäßig den zu untersuchenden Raum in den Außenraum $r \geq l$ (l ist die Länge der Antenne) und den Innenraum $r \leq l$. Die Lösungen werden später an der Raumgrenze $r=l$ gleichgesetzt und dann die Konstanten bestimmt.

Im Außenraum kommen — im Gegensatz zum Innenraum — die Winkel $\vartheta=0$ und gegebenenfalls auch $\vartheta=\pi$ vor. Damit auch für diese Winkel die Feldstärken endlich bleiben, muß man 1. $\mu=n \neq 0$ und positiv setzen und 2. die Kugelfunktionen 2. Art ausschließen. Gleichzeitig sind die Hankel-Funktionen 2. Art als Zylinderfunktion einzusetzen, da nur sie der Ausstrahlungsbedingung für $r \rightarrow \infty$ genügen, wenn man die auslaufende Welle als e^{-ikr} schreibt.

Wir machen daher für den Außenraum der Antenne $r \geq l$ den Potentialansatz

$$2\pi i \omega \varepsilon_0 \Pi_a = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \sqrt{k_0 r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) P_n(\cos \vartheta). \quad (9)$$

Für den Innenraum haben wir bisher keinerlei Einschränkungen für die Lösung gefunden. Sie werden durch die Grenzbedingungen an der Antenne gegeben. Als Zylinderfunktionen kommen hier, ihres Verhaltens bei $k_0 r=0$ wegen, allein die Bessel-Funktionen in Frage.

Für die weitere Rechnung überlegt man zweckmäßigerweise hier, was sich noch numerisch beherrschen läßt. Wir prüfen daher die Anwendbarkeit dreier in der Literatur behandelter Verfahren auf die hier beschriebenen Antennen. Es handelt sich um die Rechnungen von TAI [3], von PAPAS und KING [4] und von SCHELKUNOFF [5] (s. auch unter [7]).

Alle drei Theorien beziehen sich auf Antennen aus geraden Kreiskegeln. Während die beiden erstgenannten die Weitwinkelkonusantennen mit unsymmetrischer Speisung behandeln (ein Weitwinkelkonus vor unendlich großer Reflektorebene), beschäftigt sich SCHELKUNOFF zunächst mit einem symmetrischen Dipol aus zwei schmalen Kegeln. Anschließend wird noch eine Erweiterung auf schmale Dipolantennen beliebiger rotationssymmetrischer Gestalt gebracht.

Für unsere Zwecke scheidet die Rechnung von TAI sofort aus, da sie auf nicht tabellierte Kugelfunktionen mit nicht ganzzahligem μ führt, bei denen das μ zudem noch aus den Grenzbedingungen bestimmt werden muß.

Die Grenzbedingungen verlangen u. a., daß auf den Antennenflächen die radiale Komponente von E_r verschwindet. Das heißt unter Benutzung von Gl. (2), (3) und (6):

$$E_r = \frac{\mu(\mu+1)}{r^2} \Pi = 0. \quad (10)$$

Diese Gleichung ist erfüllt für $\mu=0$ und $\mu=-1$. Ferner ist sie dann erfüllt, wenn $II=0$ ist. Das wird gefordert für die Winkel ϑ , durch die die Antennenflächen beschrieben sind. Das sind z.B. für einen Kegel der Öffnung $2\vartheta_0$ vor einer Reflektorebene die Winkel ϑ_0 und 90° . Wir erfüllen diese Bedingung für alle Schwingungstypen, so daß sich die Forderung reduziert auf:

$$L_\mu(\cos \vartheta_0) = L_\mu(\cos \vartheta_1) = 0. \quad (11)$$

In unserem Beispiel heißt das:

$$L_\mu(\cos \vartheta_0) = \frac{1}{2} [P_\mu(\cos \vartheta_0) + b_\mu P_\mu(-\cos \vartheta_0)] = 0 \quad (12)$$

und gleichzeitig

$$L_\mu(0) = \frac{1}{2} [P_\mu(0) + b_\mu P_\mu(0)] = 0. \quad (13)$$

Es folgt $b_\mu = -1$ und

$$P_\mu(\cos \vartheta_0) - P_\mu(-\cos \vartheta_0) = 0. \quad (14)$$

Hierdurch ist eine Reihe diskreter Werte μ_n bestimmt, die man bei ROBIN und PEREIRA-GOMEZ [6] nachlesen kann. TAI hat für die ganzzahligen μ_n und für die entsprechenden speziellen Winkel die Reflexionskoeffizienten berechnet. Diese Winkel liegen bei uns nicht vor, so daß die Taische Rechnung nicht verwertbar ist.

SCHELKUNOFF führt bis zu dieser Stelle im Prinzip die gleiche Rechnung durch, kann aber zeigen, daß für kleine Winkel ϑ_0 eine Approximation durch ganzzahlige $\mu=n$ zulässig ist. Eine Umrechnung der Schelkunoffschen Arbeiten auf eine unsymmetrisch gespeiste Antenne ist leicht. (Ein schmaler Kegel vor Reflektorwand). Jedoch treten sofort wieder Schwierigkeiten auf, wenn man die Reflektorwand zu einem (Außen-) Kegel mit einem halben Öffnungswinkel $\vartheta_1 \neq \vartheta_0$ werden läßt. Man überzeugt sich davon leicht durch Betrachtung der Gl. (13) ff. Es wird daher für unsere Antenne zweckmäßig sein, sie wie folgt aufzuteilen. Wir betrachten die Teile der Antenne, die zwischen Reflektorebene und freiem Raum liegen, als „Kegel“ vor einer Reflektorebene, wobei wir nicht die einfache Theorie von SCHELKUNOFF für Kegelantennen, sondern die erweiterte Form für beliebige schmale, rotationssymmetrische Gebilde benutzen werden. Alle Antennenteile, die zwischen Speisepunkt und Reflektorebene liegen, werden als Leitung mit einem mittleren Wellenwiderstand aufgefaßt. Diese Leitung wird den nach SCHELKUNOFF am Orte der Reflektorebene berechneten Widerstand noch einmal transformieren. Auf diese Weise erhalten wir dann den Speisepunktswiderstand unserer Antenne.

Die Theorie von PAPAS und KING [4] erscheint für die Berechnung der Antennenwiderstände etwas zu einfach, weil sie die bei schmalen Kegeln sicher notwendigen Nebenwellen nicht berücksichtigt. Wir werden für die Berechnung der Strahlungsdiagramme hierauf zurückgreifen müssen.

Da sich die Theorie von SCHELKUNOFF [5] nur unwesentlich von den für unseren Fall gültigen Formeln unterscheidet, seien die Ergebnisse einfach angegeben. Der Unterschied entsteht lediglich dadurch, daß SCHELKUNOFF wegen seines symmetrischen Dipols andere Integrationsgrenzen hat als wir und daher einen um einen Faktor 2 größeren Widerstand seiner Antenne findet, als es bei uns der Fall ist.

Der Vollständigkeit halber sollen jedoch die für die Theorie wichtigen Voraussetzungen notiert werden.

1. Die Kegel müssen schmal sein. Das ist sowohl wegen der Approximation durch ganzzahlige $\mu=n$ als auch wegen der Strombedingung notwendig, die in unserer Näherung verlangt, daß für $r=l$ der Strom verschwinden soll.

2. Die Angleichung der Feldstärken an der Grenze zwischen Innen- und Außenraum erfolgt nicht korrekt, was auch praktisch kaum durchführbar erscheint. Es wird lediglich dafür gesorgt, daß E_r stetig von einem Bereich in den anderen übergeht.

Man erhält die folgenden Endformeln:

Der Widerstand des Antennenteils, der zwischen Reflektorebene und Antennenende liegt, ergibt sich — bezogen auf die Reflektorebene — zu:

$$Z_A = Z_M \left\{ \frac{[G(k_0 l) + i F(k_0 l)] \sin k_0 l - [Z_M + M] \sin k_0 l + N \cos k_0 l - i(Z_M - M) \cos k_0 l - i N \sin k_0 l - i[G(k_0 l) + i F(k_0 l)] \cos k_0 l}{[Z_M + M] \sin k_0 l + N \cos k_0 l} \right\} \quad (15)$$

mit den Abkürzungen:

$$\left. \begin{aligned} G(k_0 l) &= \frac{Z_0}{8\pi} [2(C + \ln 2k_0 l - Ci 2k_0 l) + \\ &\quad + \cos 2k_0 l (C + \ln k_0 l + \\ &\quad + Ci 4k_0 l - 2Ci 2k_0 l) + \\ &\quad + \sin 2k_0 l (Si 4k_0 l - 2Si 2k_0 l)], \\ F(k_0 l) &= \frac{Z_0}{8\pi} [2Si 2k_0 l - \\ &\quad - \sin 2k_0 l (C + \ln k_0 l - Ci 4k_0 l) - \\ &\quad - \cos 2k_0 l Si 4k_0 l], \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} M &= k_0 \int_0^l [Z_M - Z(r)] \sin 2k_0 r dr; \\ N &= k_0 \int_0^l [Z_M - Z(r)] \cos 2k_0 r dr. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Ferner ist noch die Gleichung für die Widerstandstransformation anzuschreiben, damit sich der mit (15) errechnete Widerstand auf den Speisepunkt umrechnen läßt.

$$3 = \frac{Z_A + i Z_L \operatorname{tg} 2\pi \frac{l^*}{\lambda}}{1 + i \frac{Z_A}{Z_L} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l^*}{\lambda}}. \quad (18)$$

Darin bedeuten:

$$Z_M = \frac{1}{l} \int_0^l Z(r) dr; \quad Z_0 = 120\pi \Omega; \quad C = 0,5772 \dots$$

Z_L = Wellenwiderstand des als Leitung aufgefaßten Antennenteils zwischen Speisepunkt und Reflektorebene, l = Länge des über die Reflektorebene hinausragenden Antennenteils, l^* = Länge der „Leitung“ = 57,2 cm.

Während sich G und F berechnen lassen, wenn die Antennenlänge l bekannt ist und die notwendigen Tabellen [8, 9] vorliegen, gehen in M und N auch die übrigen geometrischen Abmessungen der Antenne wesentlich ein.

Will man konsequent vorgehen, so muß man die Antenne in Scheiben zerlegen, jeweils den Wellenwiderstand bestimmen, wobei jede Scheibe als Kegel aufgefaßt wird, und dann über alle so gefundenen Wellenwiderstände mitteln, um Z_M zu erhalten. Man findet im Falle der Antenne 6: $Z_M = 95,84 \text{ Ohm}$. Zu

einem solchen Verfahren wäre man an sich berechtigt, da es sich ja um schlanke Antennen handeln soll. Jedoch erhält man sehr große Abweichungen vom Experiment, die aber nicht verwunderlich sind. Denn der Wellenwiderstand des als Leitung aufgefaßten Antennenteils beträgt im Mittel 63,6 Ohm, an der äußersten Stelle 60 Ohm, so daß eine Fortsetzung mit 0 Ohm in der ersten Scheibe unsinnig ist.

Um diese Fehler auszugleichen und um einen stetigen Anschluß an die Leitung zu gewinnen, wurden daher die Wellenwiderstände der ersten Scheiben so lange gleich 60 Ohm gesetzt, bis die Berechnung nach dem oben beschriebenen Verfahren größere Werte als 60 Ohm ergab, die dann für die Mittelung herangezogen wurden. Mit den auf diese Weise errechneten Werten erhält man die gezeichneten Ergebnisse (Abb. 19).

Vergleicht man sie mit dem Experiment, so ergibt sich ein durchschnittlicher Fehler von etwa 26% im Stehwellenverhältnis, während der Maximalfehler bei 125% liegt. (Bei $k_0 l = 12,5$.) Wenn auch der Fehler auf den ersten Blick recht groß erscheint, so ist er doch in Anbetracht der recht groben Vernachlässigungen, die gemacht wurden, ohne weiteres verständlich. Insbesondere scheint die Größe des mittleren Wellenwiderstandes entscheidend einzugehen. Setzt man z.B. an Stelle des Wertes 95,84 Ohm den Wert 125 Ohm ein, setzt man also den Wellenwiderstand unmittelbar an der Reflektorwand doch wieder gleich Null und hebt nur die übrigen Werte an, so erhält man Ergebnisse, die wesentlich besser mit den Messungen übereinstimmen. Jedoch fällt auch hier der Wert für $k_0 l = 12,5$ heraus.

Berechnung der Richtdiagramme

Für die Berechnung der Richtdiagramme bietet sich das Verfahren von PAPAS und KING [4] und [7] an. Jedoch soll versucht werden, von der dort benutzten Reflektorebene als „Außenleiter“ freizukommen, so daß der in unserer Berechnung der Widerstände als „Leitung“ aufgefaßte Antennenteil auch berücksichtigt werden kann. Dieser Abschnitt dürfte für die Richtdiagramme erhebliche Bedeutung besitzen.

Um die Rechnungen mit erträglichem Aufwand durchführen zu können, werden folgende Voraussetzungen gemacht:

Der Innenleiter der Antenne wird durch einen Kegel der Länge l mit dem halben Öffnungswinkel Θ_0 , der Außenleiter — im Gegensatz zu PAPAS und KING — durch einen Kegel der gleichen Länge l mit dem halben Öffnungswinkel Θ_1 approximiert. Ferner wird benötigt, daß auf der Kugel mit dem Radius $r=l$ um den Speisepunkt die Feldstärke E_ϑ überall mit Ausnahme des Gebietes $\Theta_0 \leq \vartheta \leq \Theta_1$ verschwindet. Diese Voraussetzung ist bei PAPAS und KING durch die unendlich große leitende Reflektorebene in der für die dortigen Rechnungen erforderlichen Weise automatisch erfüllt.

Aus dem Potentialansatz der Gl. (9) errechnet sich die für die Richtdiagramme interessante Feldstärke E_ϑ im Raume $r \geq l$ zu:

$$E_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial r \partial \vartheta} = \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \frac{1}{k_0 r} \frac{d}{d(k_0 r)} \left[\sqrt{k_0 r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) \right] \frac{d}{d\vartheta} P_n(\cos \vartheta). \quad (19)$$

Für den Innenraum der Antenne setzen wir nach PAPAS und KING an:

$$E_\vartheta = \frac{A}{k_0 r \sin \vartheta} (e^{-ik_0 r} + \beta e^{-ik_0 r}). \quad (20)$$

Damit ist die Randbedingung $E_r = 0$ auf den leitenden Antennenflächen erfüllt. Eine Randbedingung $E_r = 0$ für $\vartheta = \pi/2$ und alle r — wie sie bei PAPAS und KING auftritt und dort das Weglassen aller geradzahigen

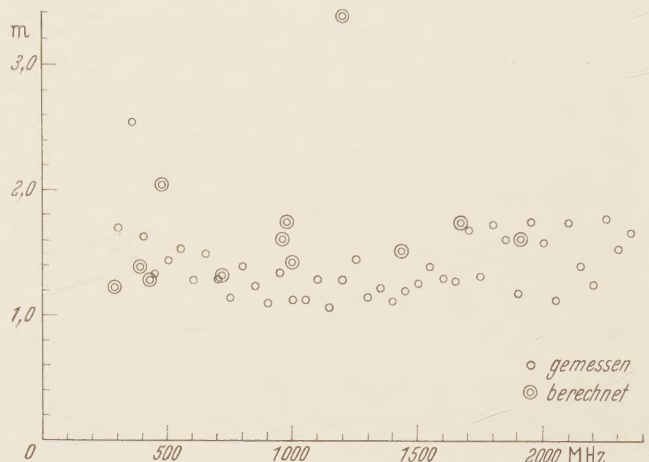


Abb. 19. Berechnetes Stehwellenverhältnis der Antenne 6 im Vergleich zu den gemessenen Werten

n bei der Summation in (19) zur Folge hat — gibt es bei uns nicht. Wir müssen daher in (19) über alle positiven ganzen n summieren.

Wir benutzen die Beziehungen:

$$h_n^{(2)}(k_0 r) = \frac{1}{\sqrt{k_0 r}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r), \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} P_n^1(\cos \vartheta) &= -\frac{d}{d\vartheta} P_n(\cos \vartheta) \\ &= \sin \vartheta \frac{d}{d(\cos \vartheta)} P_n(\cos \vartheta), \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\frac{dZ_p(x)}{dx} = -\frac{x}{x} Z_p(x) + Z_{p-1}(x) \quad (23)$$

$Z_p(x)$ ist eine beliebige Zylinderfunktion.

Damit erhalten wir für den Außenraum $r \geq l$

$$E_\vartheta = -\sum_n c_n^* \frac{1}{k_0 r} \left[-\frac{n}{\sqrt{k_0 r}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) + \sqrt{k_0 r} H_{n-\frac{1}{2}}^{(2)}(k_0 r) \right] P_n^1(\cos \vartheta), \quad (24)$$

$$E_\vartheta = -\sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 r) - \frac{n}{k_0 r} h_n^{(2)}(k_0 r) \right] P_n^1(\cos \vartheta). \quad (25)$$

Wir normieren das elektrische Feld derart, daß $A=1$ gesetzt werden kann. Das ist für diese Rechnung keine Einschränkung der Allgemeinheit.

Für $r=l$ setzen wir die E_ϑ -Komponenten beider Bereiche einander gleich und erhalten im Winkelbereich $\Theta_0 \leq \vartheta \leq \Theta_1$ auf der Kugelfläche $r=l$:

$$\left. \begin{aligned} &\frac{e^{-ik_0 l} + \beta e^{+ik_0 l}}{k_0 l \sin \vartheta} \\ &= -\sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] P_n^1(\cos \vartheta). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Von dieser Stelle an ändert sich die Rechnung gegenüber PAPAS und KING wegen der anderen Winkelbereiche.

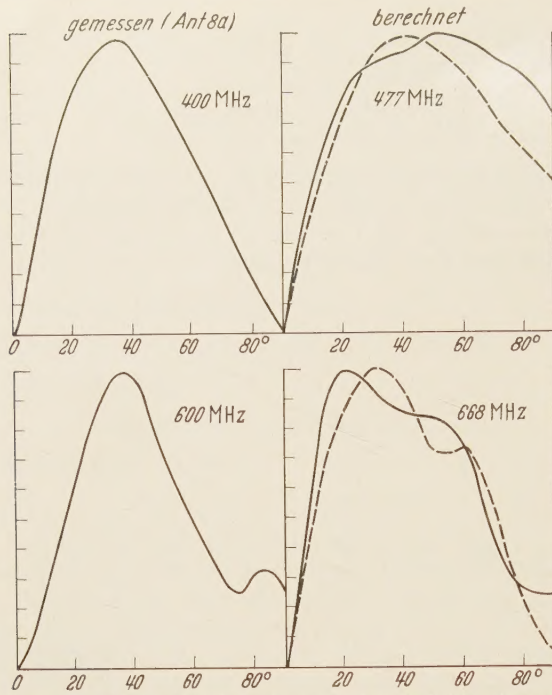


Abb. 20. Berechnete Richtdiagramme für $k_0 l = 5$ und 7 im Vergleich zu Antenne 8a. Gestrichelte Linie $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogene Linie $\Theta_1 = 30^\circ$

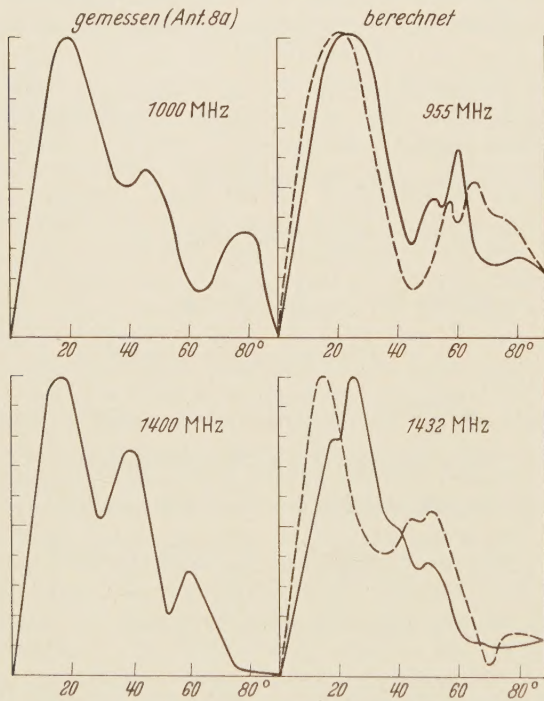


Abb. 21. Berechnete Richtdiagramme für $k_0 l = 10$ und 15 im Vergleich zu Antenne 8a. Gestrichelte Linie $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogene Linie $\Theta_1 = 30^\circ$

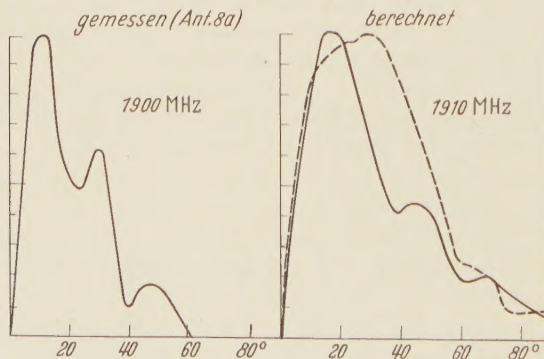


Abb. 22. Berechnete Richtdiagramme für $k_0 l = 20$ im Vergleich zu Antenne 8a. Gestrichelte Linie $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogene Linie $\Theta_1 = 30^\circ$

Auf der Konuskappe, also im Bereich $0 \leq \vartheta_1 \leq \Theta_0$, verschwindet E_ϑ ebenso, wie es im Bereich $\Theta_1 \leq \vartheta \leq \pi$ verschwinden soll. Für diese ϑ -Werte ergibt sich durch die Gleichsetzung der E_ϑ -Komponenten auf der Kugel- fläche $r=l$ also:

$$0 = - \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] P_n^1(\cos \vartheta). \quad (27)$$

Die Orthogonalitätsrelation für Kugelfunktionen lautet:

$$\int_{-1}^{+1} P_n^x(\cos \vartheta) P_m^x(\cos \vartheta) d(\cos \vartheta) = \begin{cases} N_m^x & \text{für } n = m \\ 0 & \text{für } n \neq m \end{cases} \quad (28)$$

mit $N_m^x = \frac{2}{2m+1} \frac{(m+x)!}{(m-x)!}$.

In diesem Falle ist $x=1$, also

$$N_m^1 = \frac{2m(m+1)}{2m+1}. \quad (29)$$

Multipliziert man nun die Gln. (26) und (27) mit $P_m^1(\cos \vartheta) \sin \vartheta$ und integriert von $\vartheta=0$ bis $\vartheta=\pi$, so erhält man

$$\left. \begin{aligned} & \int_{\Theta_0}^{\Theta_1} \frac{e^{-ik_0 l} + \beta e^{+ik_0 l}}{k_0 l} P_m^1(\cos \vartheta) d\vartheta \\ &= - \int_0^\pi \sum_{n=1}^{\infty} c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] \times \\ & \quad \times P_n^1(\cos \vartheta) P_m^1(\cos \vartheta) \cdot \sin \vartheta d\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Links liefern die Integrale von $\vartheta=0$ bis $\vartheta=\Theta_0$ und von $\vartheta=\Theta_1$ bis $\vartheta=\pi$ keinen Beitrag.

$$\left. \begin{aligned} & - \frac{e^{-ik_0 l} + \beta e^{+ik_0 l}}{k_0 l} [P_n(\cos \Theta_1) - P_n(\cos \Theta_0)] \\ &= - c_n^* \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \right] \frac{2n(n+1)}{2n+1}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Das wird als Bestimmungsgleichung für c_n^* aufgefaßt und könnte in Gl. (25) eingesetzt werden. Jedoch interessiert hier nur das Fernfeld von E_ϑ . Die asymptotische Entwicklung der Hankel-Funktionen lautet:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} H_n^{(2)}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} e^{-i(z - \frac{2n+1}{4}\pi)}. \quad (32)$$

Mit dieser Beziehung wird der entscheidende Teil in Gl. (25):

$$\left. \begin{aligned} & \lim_{r \rightarrow \infty} \left[h_{n-1}^{(2)}(k_0 r) - \frac{n}{k_0 r} h_n^{(2)}(k_0 r) \right] \\ &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{e^{-ik_0 r}}{k_0 r} \cdot i^n. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Durch Einsetzen erhält man die Endformel

$$\left. \begin{aligned} E_\vartheta \rightarrow K \sum_{n=1}^{\infty} & \frac{[P_n(\cos \Theta_0) - P_n(\cos \Theta_1)] \times}{h_{n-1}^{(2)}(k_0 l) -} \\ & \times P_n^1(\cos \vartheta) \cdot i^n \cdot \frac{2n+1}{2n(n+1)} \\ & - \frac{n}{k_0 l} h_n^{(2)}(k_0 l) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Darin ist K eine von ϑ unabhängige Konstante, $h_n^{(2)}(k_0 l)$ die sphärische Bessel-Funktion 2. Art [10, 11].

Mit diesem Ausdruck wurden die Richtdiagramme für $k_0 l = 5, 7, 10, 15$ und 20 berechnet. Während der Näherungskegel für den Innenleiter verhältnismäßig

klar aus der Antennenform hervorgeht — er wurde mit $\Theta_0 = 20^\circ$ angesetzt —, wurden die Richtdiagramme für zwei verschiedene Außenkegel ausgerechnet, nämlich mit $\Theta_1 = 30^\circ$ und 45° . Je nachdem die Hauptstrahlung der Antenne weiter im inneren oder im äußeren Teil erfolgt, sollte die Rechnung mit $\Theta_1 = 30^\circ$ bzw. 45° besser mit den Experimenten übereinstimmen.

Während bei $k_0 l = 5$ und auch noch bei $k_0 l = 7$ eine recht gute Konvergenz der Reihen zu verzeichnen war, wurde das Konvergenzverhalten mit kürzeren Wellenlängen immer schlechter. Berücksichtigt wurden Glieder bis $n = 10$. (Ausnahme bei $k_0 l = 5$, wo nur 7 Glieder herangezogen wurden.) Um einen ganz groben Überblick über die Fehler zu erhalten, gibt die folgende Tabelle jeweils die Größe des letzten Gliedes als Prozentsatz des größten der vorhergegangenen Glieder an. Reelle und imaginäre Zahlenwerte wurden dabei nicht unterschieden. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß man für $k_0 l = 20$ etwa 30 bis 40 Glieder mitnehmen muß, um auf etwa die gleiche Genauigkeit wie bei $k_0 l = 5$ zu kommen.

Tabelle

$k_0 l$	5	7	10	15	20
$\Theta_1 = 30^\circ$	3,9%	1%	44%	45%	54%
$\Theta_1 = 45^\circ$	3,4%	3,6%	8,5%	73%	30%

Die Ergebnisse sind in den Abb. 20–22 dargestellt. Als Vergleich wurde die Antenne 8a herangezogen, die in ihrer Formgebung den für diese Theorie angenommenen Abmessungen am nächsten kommt. Gestrichelt sind die berechneten Kurven für $\Theta_1 = 45^\circ$, ausgezogen die für $\Theta_1 = 30^\circ$.

Ein Vergleich zeigt, daß im Bereich kleinerer Frequenzen die gemessenen Kurven besser mit den für $\Theta_1 = 45^\circ$ berechneten Werten übereinstimmen, während sich die Verhältnisse bei höheren Frequenzen umkehren. Jedoch ist diese Aussage wegen der Fehlermöglichkeiten durch Abbruch der Reihen mit großer Vorsicht zu betrachten.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Breitband-Peilantennen, die auf der Basis der Kegelantenne aufgebaut sind, entwickelt und untersucht.

Dabei konnte bei einer Antenne ein Stehwellenverhältnis $m < 2$ im Bereich von 130 bis 1650 MHz erreicht werden. Die Doppelwertsbreiten des Peilminimums lagen dabei im Bereich von 300 bis 1900 MHz unter $1,5^\circ$, so daß sich Peilungen mit großer Genauigkeit ausführen lassen. Die Funkbeschießung nahm Werte zwischen $\pm 1,5^\circ$ an. Sicher läßt sich in dieser Beziehung durch genaueren Aufbau noch eine Verbesserung erzielen.

Durch theoretische Überlegungen kann man für die hier untersuchten Antennen mit vernünftigen Aufwand nur recht rohe Bestätigungen gewinnen. Die Abweichungen der Rechnung vom Experiment sind im Falle der Widerstandsermittlung weitgehend auf die komplizierte Geometrie, im Falle der Richtdiagrammuntersuchungen außerdem auf die langsame Konvergenz der benutzten Reihen zurückzuführen.

Herrn Prof. Dr. H. WOLTER, Direktor des Instituts für Angewandte Physik der Universität Marburg, möchte der Verfasser für die Anregungen zu dieser Arbeit und seine stete Bereitschaft zu fördernder Diskussion herzlich danken.

Großer Dank gebührt ferner der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Deutschen Philips G.m.b.H. für die großzügige Unterstützung bei der Schaffung der experimentellen Voraussetzungen bzw. für die Überlassung der benötigten Zeit für die theoretischen Untersuchungen.

Literatur. [1] MEINKE-GUNDLACH: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956. — [2] ZUHRT: Elektromagnetische Strahlungsfelder. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1953. — [3] TAI, C. T.: J. Appl. Phys. **20**, 1076 (1949). — [4] PAPAS, C. H., and RONOLD W. P. KING: Proc. Inst. Radio Engrs. **37**, 1269 (1949); **39**, 49 (1951). — [5] SCHELKUNOFF, S. A.: Proc. Inst. Radio Engrs. **29**, 493 (1941); **34**, 23 (1946). — [6] ROBIN, L., et A. PEREIRA-GOMEZ: Ann. Télécommunications **8**, 382 (1953). — [7] BORGNIS, PAPAS: Randwertprobleme der Mikrowellenphysik. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1955. — [8] JAHNKE-EMDE: Tafeln höherer Funktionen. Leipzig: Teubner 1948. — [9] Mathematical Tables, vol. I. London: London Office of the British Association Burlington House 1931. — [10] Tables of Spherical Bessel Functions. New York: Columbia University Press 1947. — [11] MORSE-FESHBACH: Methods of Theoretical Physics. New York-Toronto-London: MacGraw Hill Book Comp. 1953.

Dr. KARL-PETER LENSCH
Institut für Angewandte Physik
der Universität Marburg a. d. Lahn

